477 | August 1987

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

V. Bertram und G. Jensen

Numerische Berechnung des Schiffswellenwiderstandes

TUHH
Technische Universität Hamburg-Harburg

Numerische Berechnung des Schiffswellenwiderstandes

V. Bertram, G. Jensen, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1987

© Technische Universität Hamburg-Harburg
Schriftenreihe Schiffbau
Schwarzenbergstraße 95c
D-21073 Hamburg

http://www.tuhh.de/vss

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 477

Numerische Berechnung des Schiffswellenwiderstands

von

Volker Bertram und **Gerhard Jensen**

August 1987

ISBN 3 - 89220 - 477 - 2

Copyright Institut für Schiffbau
Universität Hamburg
Lämmersieth 90
D-2000 Hamburg 60

Inhalt

1 Einführung 2

2 Verzeichnis der benutzten Symbole 3

3 Aufgabenstellung 4

4 Linearisierung 5

5 Numerische Lösung mit Flächensingularitäten 7

6 Anordnung der Panels 9

7 Ergebnisse 10

1 Einführung

Die stationäre Potentialströmung um einen Körper, der sich an oder in der Nähe einer freien Wasseroberfläche mit konstanter Geschwindigkeit relativ zur ungestörten Flüssigkeit bewegt, wird häufig durch Überlagerung von Quellpotentialen berechnet, die sowohl die Laplacegleichung als auch eine linearisierte Randbedingung (Kelvinbedingung) an der freien Wasseroberfläche und die Bedingung abklingender Störung weit unter der Oberfläche erfüllen. Mit einer solchen Methode berechnete Strömungen liefern leider in praktisch interessierenden Fällen häufig keine akzeptablen Resultate für den Wellenwiderstand und die Wellenerhebung um das Schiff. Man führt dies im allgemeinen auf die Verwendung der linearisierten Randbedingung an der freien Wasseroberfläche zurück. Diese Methoden lassen sich wegen der Anwendung des Überlagerungsprinzips kaum auf die Erfüllung der nichtlinearen Oberflächenbedingung erweitern. Deshalb versuchen wir, das Problem unter Verwendung von einfachen Rankineschen Flächensingularitäten zu lösen, die lediglich die Laplacegleichung und eine Abklingbedingung erfüllen. Dann muß man aber nicht nur die Körperrandbedingung , sondern auch die Randbedingungen an der freien Wasseroberfläche numerisch erfüllen, indem man Quellen im Körper und über einem Teil der freien Wasseroberfläche anordnet. Die dazu von Mi[1] am Institut für Schiffbau entwickelte Methode wurde von uns grundlegend überarbeitet und weiterentwickelt. Sie benutzt eine Oberflächenbedingung, die die Abweichung von der Doppelkörperströmung linearisiert. Die zugehörigen Programme sind gesondert in einer IfS-Schrift [2] dokumentiert.

2 Verzeichnis der benutzten Symbole

c_w Wellenwiderstands-Beiwert
$\vec{F}$ Kraft
g Erdbeschleunigung
$\vec{n}$ $= (n_x, n_y, n_z)$ Normaleneinheitsvektor
p Druck durch stationäre Anströmung
S benetzte Oberfläche des Körpers
U Anströmgeschwindigkeit
x, y, z rechtshändiges Koordinatensystem. x und y liegen in der ungestörten Wasseroberfläche; x zeigt stromauf, z vertikal nach unten
ϕ Geschwindigkeitspotential
Φ Näherung für das Geschwindigkeitspotential
φ Korrekturpotential oder Abweichung von der Parallelströmung
ψ Elementpotential für Einheitsquellstärke
ρ Wasserdichte
σ Quellstärke
ζ z-Koordinate der freien Oberfläche
$\bar{\zeta}$ Näherung für ζ

Indizes:

x, y, z partielle Ableitungen, Komponenten
l partielle Ableitungen in Richtung einer Stromlinie von Φ
i Quellpunktnummer
j Kollokationspunktnummer

3 Aufgabenstellung

Wir wollen die stationäre, symmetrische Potentialströmung einer inkompressiblen, rotationsfreien, seitlich und nach unten unbegrenzten Flüssigkeit um einen ruhenden Körper an oder in der Nähe der freien Flüssigkeitsoberfläche bei paralleler, horizontaler Anströmung mit der Geschwindigkeit U bestimmen. Das Geschwindigkeitspotential ϕ und die Oberflächenabsenkung ζ müssen den folgenden Bedingungen genügen:

Laplacegleichung:

$$\Delta\phi = 0 \quad \text{für } z > \zeta \tag{1}$$

Nichts strömt durch den Körper:

$$\vec{n}\nabla\phi = 0 \qquad \text{auf der benetzten Oberfläche} \tag{2}$$

Der Druck auf der freien Wasseroberfläche ist konstant:

$$\frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 - g\zeta = \frac{1}{2}U^2 \quad \text{bei } z = \zeta \tag{3}$$

Nichts strömt durch die Wasseroberfläche:

$$\nabla\phi\nabla\zeta = \phi_z \quad \text{bei } z = \zeta \tag{4}$$

(Zur Vereinfachung schreiben wir $\zeta(x, y, z)$ mit $\zeta_z = 0$)

Abklingen der Störung der Parallelströmung bei großer Entfernung vom Körper

$$\lim_{x^2+y^2+z^2\to\infty} \nabla\phi = (-U, 0, 0) \tag{5}$$

Strahlungsbedingung: Wellen treten in großer Entfernung nur in einem Sektor hinter dem Schiff auf.

Die Probleme bei dieser Aufgabenstellung liegen in den Randbedingungen an der freien Wasseroberfläche, die nicht nur nichtlinear sondern auch an der unbekannten Wasseroberfläche ζ zu erfüllen sind.

Aus den Randbedingungen (3) und (4) an der freien Wasseroberfläche läßt sich das unbekannte ζ eliminieren:

$$\frac{1}{2}\nabla\phi\nabla\,(\nabla\phi)^2 - g\phi_z = 0 \quad \text{bei } z = \zeta \tag{6}$$

Ist ein ϕ gefunden, das die Laplace-Gleichung und die Randbedingungen (2), (5) und (6) erfüllt, so läßt sich der dynamische Zusatzdruck aus der Bernoulli-Gleichung bestimmen:

$$p = \frac{\rho}{2}\left(U^2 - (\nabla\phi)^2\right) \tag{7}$$

Die auf das Schiff in Längsrichtung wirkende Widerstandskraft ergibt sich als Druckintegral über die benetzte Außenhaut:

$$\vec{F} = \iint p\,\vec{n}\,dS \tag{8}$$

Der Wellenwiderstands-Beiwert c_w ist dann:

$$c_w = -\frac{F_x}{\frac{\rho}{2}U^2 S} \tag{9}$$

4 Linearisierung

In der durch (1), (2), (5) und (6) beschriebenen Aufgabe ist nur Gleichung (6) nichtlinear. Sie soll um Näherungen Φ und $\bar{\zeta}$ für ϕ und ζ linearisiert werden. Dazu substituieren wir $\phi = \Phi + \varphi$ und vernachlässigen Terme, die nichtlinear in Ableitungen von φ sind. Das ergibt die Randbedingung:

$$\nabla\Phi\nabla\left(\frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2 + \nabla\Phi\nabla\varphi\right) + \nabla\varphi\nabla\left(\frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2\right) - g(\Phi_z + \varphi_z) = 0 \tag{10}$$

bei $z = \zeta$.

Φ und φ werden in eine Taylorreihe um $\bar{\zeta}$ entwickelt, die nach dem linearen Glied abgebrochen wird.

$$\begin{aligned}&\nabla\Phi\nabla\left(\frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2 + \nabla\Phi\nabla\varphi\right) + \nabla\varphi\nabla\left(\frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2\right) \\ &- g(\Phi_z + \varphi_z) + \left[\frac{1}{2}\nabla\Phi\nabla(\nabla\Phi)^2 - g\Phi_z\right]_z (\zeta - \bar{\zeta}) = 0\end{aligned} \tag{11}$$

bei $z = \bar{\zeta}$. Für eine konsistente Linearisierung bezüglich Φ und $\bar{\zeta}$ muß ζ durch einen nur von $\bar{\zeta}$, $\Phi(\bar{\zeta})$ und $\varphi(\bar{\zeta})$ abhängigen Ausdruck ersetzt werden. Dazu wird (3) ebenfalls in eine abgebrochene Taylorreihe entwickelt und linearisiert:

$$\begin{aligned}\zeta &= \frac{1}{2g}\left[(\nabla\phi)^2 - U^2\right]_{z=\zeta} \\ &= \frac{1}{2g}\left[(\nabla\Phi)^2 + 2\nabla\Phi\nabla\varphi - U^2\right]_{z=\zeta} \\ &= \frac{1}{2g}\left[(\nabla\Phi)^2 + 2\nabla\Phi\nabla\varphi + 2\nabla\Phi\nabla\Phi_z(\zeta - \bar{\zeta}) - U^2\right]_{z=\bar{\zeta}}\end{aligned} \tag{12}$$

Es ergibt sich also

$$\zeta - \bar{\zeta} = \frac{\frac{1}{2}\left[(\nabla\Phi)^2 + 2\nabla\Phi\nabla\varphi - U^2\right] - g\bar{\zeta}}{g - \nabla\Phi\nabla\Phi_z}\ , \tag{13}$$

wobei Φ und φ bei $z = \bar{\zeta}$ zu bestimmen sind.

Setzt man (13) in (11) ein und ersetzt φ wieder durch $\phi - \Phi$ so erhält man die linearisierte Oberflächenbedingung

$$\begin{aligned}&\nabla\Phi\nabla\left[-(\nabla\Phi)^2 + \nabla\Phi\nabla\phi\right] + \frac{1}{2}\nabla\phi\nabla(\nabla\Phi)^2 - g\phi_z \\ &+ \left[\frac{1}{2}\nabla\Phi\nabla(\nabla\Phi)^2 - g\Phi_z\right]_z \frac{\frac{1}{2}\left[-(\nabla\Phi)^2 + 2\nabla\Phi\nabla\phi - U^2\right] - \bar{\zeta}}{g - \nabla\Phi\nabla\Phi_z} = 0\end{aligned} \tag{14}$$

bei $z = \bar{\zeta}$. Der Nenner im letzten Term ist 0, wenn die Vertikalkomponente der Teilchenbeschleunigung $\nabla\Phi\nabla\Phi_z$ gleich der Erdbeschleunigung g ist, das heißt, wenn die Näherungsströmung instabil wird.

Wird als Näherung das Potential der Parallelströmung und die ungestörte Wasseroberfläche, $\Phi = -Ux$ und $\bar{\zeta} = 0$, verwendet, so erhält man die klassische Kelvinbedingung

$$U^2\phi_{xx} - g\phi_z = 0 \tag{15}$$

Wir folgen dagegen einer Idee von Dawson [3]. Er schlägt als bessere Näherung das Potential der Doppelkörperströmung und die ungestörte freie Wasseroberfläche vor ($\bar{\zeta} = 0$ und $\Phi =$ Doppelkörperpotential). Damit ist $\Phi_z = 0$, und (14) vereinfacht sich zu:

$$\nabla\Phi\nabla\left(-(\nabla\Phi)^2 + \nabla\Phi\nabla\phi\right) + \frac{1}{2}\nabla\phi\nabla(\nabla\Phi)^2 - g\phi_z - \frac{1}{2}\Phi_{zz}\left(-(\nabla\Phi)^2 + 2\nabla\Phi\nabla\phi - U^2\right) = 0 \quad (16)$$

Wie Dawson bezeichnen wir mit dem Index l Ableitungen in Richtung der Doppelkörperströmung. Wir schreiben dann für skalare und vektorielle Felder H :

$$(\nabla\Phi\nabla)H = \Phi_l H_l \quad (17)$$

Mit dieser Schreibweise wird (16) zu:

$$\Phi_l\left(-(\nabla\Phi)^2 + \nabla\Phi\nabla\phi\right)_l + \Phi_l\nabla\phi(\nabla\Phi)_l - g\phi_z - \frac{1}{2}\Phi_{zz}\left(-(\nabla\Phi)^2 + 2\nabla\Phi\nabla\phi - U^2\right) = 0 \quad (18)$$

Mit $H = \Phi$ ergibt sich aus (17): $\Phi_l = |\nabla\Phi|$

Wir erhalten als Doppelkörperlinearisierung für die Oberflächenbedingung:

$$|\nabla\Phi|\left(-(\nabla\Phi)^2 + \nabla\Phi\nabla\phi\right)_l + |\nabla\Phi|\,\nabla\phi(\nabla\Phi)_l - g\phi_z - \frac{1}{2}\Phi_{zz}\left(-(\nabla\Phi)^2 + 2\nabla\Phi\nabla\phi - U^2\right) = 0 \quad (19)$$

Um unsere Oberflächenbedingung mit der von Dawson zu vergleichen, schreiben wir (18)

$$\Phi_l\left(-\Phi_l^2 + \Phi_l\phi_l\right)_l + \frac{1}{2}\nabla\phi\nabla\left(\Phi_l^2\right) - g\phi_z - \frac{1}{2}\Phi_{zz}\left(-\Phi_l^2 + 2\Phi_l\phi_l - U^2\right) = 0 \quad (20)$$

Den zweiten Term in (20) kann man in $\Phi_l(\nabla\Phi)_l\nabla\phi$ umformen. Wenn man die Krümmung der Stromlinien vernachlässigt, kann $(\nabla\Phi)_l$ durch $\nabla(\Phi_l)$ ersetzt werden. Dawson tut dies, ohne es zu erwähnen. Dann ergibt sich:

$$\Phi_l\left(-\Phi_l^2 + \Phi_l\phi_l\right)_l + \Phi_{ll}\Phi_l\phi_l - g\phi_z - \frac{1}{2}\Phi_{zz}\left(-\Phi_l^2 + 2\Phi_l\phi_l - U^2\right) = 0 \quad (21)$$

Auch dieser Ausdruck unterscheidet sich noch von Dawsons Gleichung

$$\left(\Phi_l^2\phi_l\right)_l - g\phi_z = 2\Phi_l^2\Phi_{ll} \quad (22)$$

um den Term $\frac{1}{2}\Phi_{zz}\left(-\Phi_l^2 + 2\Phi_l\phi_l - U^2\right)$. Er stammt aus der Taylorentwicklung für das Näherungspotential. Dawsons Randbedingung vernachlässigt also nicht nur die Krümmung der Stromlinien, sondern ist auch keine konsistente Linearisierung im Sinne einer abgebrochenen Taylorentwicklung.

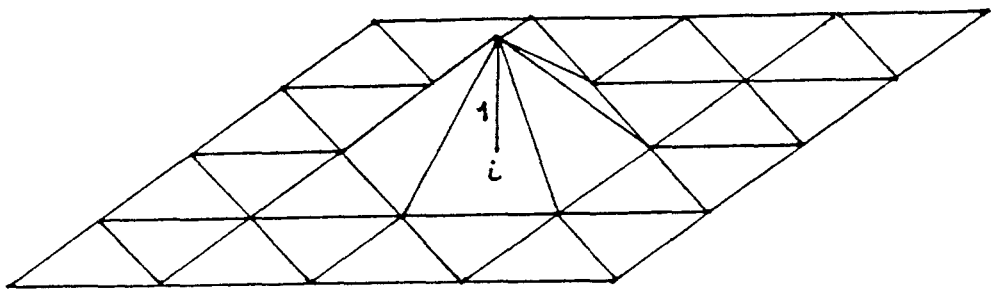
Wir halten daher (19) für eine bessere Näherung des nichtlinearen Problems.

5 Numerische Lösung mit Flächensingularitäten

Zur Lösung der Laplacegleichung (1) mit ihren Randbedingungen wird das Potential durch Überlagerung von Rankinequellen, die sich außerhalb der Flüssigkeit befinden, angenähert. Die Singularitäten erfüllen bereits die Laplacegleichung. Wegen der Linearität der Laplacegleichung können durch Überlagerung von Singularitäten andere Lösungen gefunden werden, die ebenfalls die Laplacegleichung erfüllen. Die Verteilung dieser Singularitäten wird in einer Kollokationsmethode so bestimmt, daß die Randbedingungen an einzelnen Kontrollpunkten eingehalten werden.

Wir wählen die von Webster [5] vorgeschlagenen dreieckigen Panels, auf denen kontinuierlich Rankinequellen mit bilinear veränderlicher Stärke verteilt sind. Panels werden innerhalb des Körpers und oberhalb eines Teils der freien Wasseroberfläche angeordnet. Bei in y-Richtung symmetrischen Körpern wird nur eine Hälfte des Körpers und der freien Oberfläche mit Kollokationspunkten bedeckt. Durch Spiegelung der Panels werden dann automatisch auch auf der anderen Seite die Randbedingungen erfüllt. Da nur an einem Teil der freien Oberfläche die Randbedingung numerisch erfüllt werden kann, werden die Panels innerhalb des Körpers wie zur Berechnung der Doppelkörperströmung in der Ebene $z = 0$ gespiegelt, so daß durch die Panels oberhalb der Wasseroberfläche nur noch die Abweichungen von der Doppelkörperströmung verursacht werden müssen.

ψ_{ij} sei das am Kollokationspunkt j induzierte Potential, wenn die Quellstärke am Knoten (Panel-Eckpunkt) i gleich 1 und an allen anderen Knoten gleich 0 ist:



Quellstärkenverteilung über den Quell-Panels aufgetragen

Wir setzen die Geschwindigkeit an jedem Kollokationspunkt j als Überlagerung der Parallelströmung und der von den Panels induzierten Geschwindigkeiten mit vorerst unbekannten Quellstärken σ_i an:

$$\nabla\phi_j = \begin{pmatrix} -U \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \sum_i \sigma_i \nabla\psi_{ij} \tag{23}$$

Wir setzen (23) in die Randbedingungen ein. Dabei lassen wir der Übersichtlichkeit halber ab jetzt den Index j bei den Elementpotentialen ψ_{ij} weg.

Randbedingung für Kollokationspunkte auf dem Körper aus (2):

$$-n_x U + \sum_i \sigma_i (\vec{n}\nabla\psi_i) = 0 \tag{24}$$

Randbedingung für Kollokationspunkte auf der Wasseroberfläche aus (19):

$$-2\,|\nabla\Phi|\,(|\nabla\Phi|\,|\nabla\Phi|_l + U\Phi_{xl}) + \frac{\Phi_{zz}}{2}\left((\nabla\Phi)^2 + 2\Phi_x U + U^2\right)$$
$$+\sum_i \sigma_i\,(|\nabla\Phi|\,((\nabla\Phi\nabla\psi_i)_l + ((\nabla\Phi)_l\,\nabla\psi_i)) - g\psi_{iz} - \Phi_{zz}\,(\nabla\Phi\nabla\psi_i)) = 0 \qquad (25)$$

Die Gleichungen (24) und (25) formen ein lineares Gleichungssystem in σ. Nach Lösen des Gleichungssystems ergibt sich das Geschwindigkeitsfeld nach (23).

Die für (25) benötigten ersten Ableitungen des Doppelkörperpotentials werden in einem analogen Verfahren berechnet, bei dem nur (24) durch Anordnung von Kollokationspunkten auf dem Körper erfüllt wird. (Die Oberflächenbedingung $\Phi_z = 0$ wird durch Spiegelung der Panels erfüllt.) Φ_{zz} wird durch einen einseitigen Differenzenquotienten aus den Φ_z-Werten bestimmt.

Das numerische Lösungsverfahren muß auch für die Einhaltung der Strahlungsbedingung sorgen. Dawson [3] schlägt hierzu die Verwendung eines speziellen Vier-Punkt-Differenzenoperators für zweite Ableitungen in Stromlinienrichtung vor, bei dem außer dem jeweiligen Kollokationspunkt lediglich stromauf liegende Punkte benutzt werden. Diese Methode verlangt an den Stromlinien der Doppelkörperströmung orientierte Netze. Der verwendete Operator wurde von Dawson mit Testrechnungen für ebene Strömung mit der einfachen Kelvinbedingung (15) empirisch gefunden. Kriterien waren:

- Die Wellenlänge soll der analytisch gefundenen entsprechen.
- Die Wellenamplitude soll in einigem Abstand von der Störung konstant sein.

Die Ableitung nach l von irgendeiner Funktion H wird also numerisch angenähert durch

$$H_{li} \approx CA_i\,H_i + CB_i\,H_{i-1} + CC_i\,H_{i-2} + CD_i\,H_{i-3} \qquad (26)$$

Dabei bedeutet H_{li} die Ableitung nach l im Punkt P_i. H_i bis H_{i-3} sind Stützwerte der Funktion H an den Punkten P_i bis P_{i-3}, die alle auf derselben Stromlinie der Doppelkörperströmung stromaufwärts von P_i liegen. Die Koeffizienten CA_i bis CD_i ergeben sich aus den Bogenlängen L_j (j = 1 bis $i-3$) der Stromlinie zwischen dem Punkt P_i und dem Punkt P_j:

$$L_j = \int_{P_i}^{P_j} dl \qquad \text{auf der Stromlinie} \qquad (27)$$

$$CA_i = -(CB_i + CC_i + CD_i) \qquad (28)$$
$$CB_i = L_{i-2}^2 L_{i-3}^2 \left(L_{i-3}^2 - L_{i-2}^2\right)\left(L_{i-3}^2 + L_{i-2}^2\right)/D_i \qquad (29)$$
$$CC_i = -L_{i-1}^2 L_{i-3}^2 \left(L_{i-3}^2 - L_{i-1}^2\right)\left(L_{i-3}^2 + L_{i-1}^2\right)/D_i \qquad (30)$$
$$CD_i = L_{i-1}^2 L_{i-2}^2 \left(L_{i-2}^2 - L_{i-1}^2\right)\left(L_{i-2}^2 + L_{i-1}^2\right)/D_i \qquad (31)$$

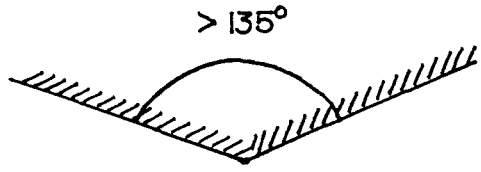
$$D_i = L_{i-1}L_{i-2}L_{i-3}\,(L_{i-2} - L_{i-1})\,(L_{i-2} - L_{i-1})\,(L_{i-3} - L_{i-2})\,(L_{i-3} + L_{i-2} + L_{i-1}) \qquad (32)$$

Für die ersten und letzten beiden Segmente jeder Stromlinie wird ein Zwei-Punkt-Finite-Differenzen-Operator benutzt. Er dient zur Vermeidung von Reflexionen am Rand des panelierten Teils der Flüssigkeitsoberfläche, da er die entstandenen Wellen stark dämpft.

6 Anordnung der Panels

Die Panels werden so angeordnet, daß jeweils ein Knotenpunkt, an dem mehrere Dreiecke zusammenstoßen, dicht an einem Kollokationspunkt liegt. Der Abstand zwischen Kollokationspunkt und zugehörigem Knoten richtet sich nach der örtlichen Netzfeinheit. Er ist etwa gleich der halben kürzesten Länge der an den Knoten angrenzenden Dreiecke.

Das Netz aus dreieckigen Panels dicht unterhalb der Körperfläche wird in Bereichen, die gering gekrümmt und nicht zu nahe an Kanten sind, recht grob gewählt. An Ecken und Kanten, besonders an solchen, die quer zur erwarteten Strömungsrichtung liegen, muß das Netz so fein sein, daß der quer zur Strömung liegende Winkel zwischen benachbarten Panels 135 Grad nicht unterschreitet.



Dies gilt auch für Steven oder vergleichbare Kanten auf Symmetrieebenen unter Berücksichtigung der gespiegelten Panels. Ecken in der Körperoberfläche müssen also abgerundet werden, da man das Netz nicht beliebig fein machen kann.

Am äußeren Rand des mit Panels belegten Teils der freien Oberfläche wird die Quellstärke 0 angesetzt. Einer Idee von Gadd [6] folgend, erstrecken sich die Panels an der der freien Oberfläche etwas ins Körperinnere. Um numerische Probleme an den Staupunkten zu vermeiden, sollte die innerste Reihe von Kollokationspunkten an der freien Oberfläche in einem kleinem Abstand vom Körper (und der Symmetrieebene) verlaufen. Der Abstand der Punkte entlang einer Stromlinie sollte so sein, daß für die zu berechnenden Geschwindigkeiten mindestens sieben Punkte auf eine Wellenlänge der nachher berechneten Oberflächenkontur kommen. Diese kann man aus der Wellenlänge einer freien Welle gleicher Phasengeschwindigkeit gut abschätzen. Das Netz sollte auch hinreichend weit vor und hinter den Körper reichen. Die seitliche Ausdehnung des Netzes sollte so weit reichen, daß die Bugwellen den seitlichen Rand nicht erreichen. Dies kann man aus dem Kelvinwinkel abschätzen (Länge/Breite ca. 3). Es hat sich bewährt, wenn der seitliche Abstand der Punkte voneinander etwa so groß ist wie der Abstand der Punkte voneinander in Längsrichtung.

Wir benutzen für gebräuchliche Froudezahlen:

Netzlänge vor dem Schiff:	Max(0.5 Wellenlänge,0.25 Schiffslänge)
Netzlänge hinter dem Schiff:	Max(1 Wellenlänge,0.5 Schiffslänge)
Netzbreite:	0.4 Gesamtnetzlänge

Fehler im Netz lassen sich mitunter erst nach einer Rechnung feststellen. Ein zu schmales Netz läßt die Wasseroberflächenkontur am hinteren Teil des äußeren Rands knittern. Fehler im Körpernetz äußern sich in unplausiblen Geschwindigkeiten auf der Körperoberfläche. Diese lassen sich mitunter nicht völlig unterdrücken, aber zumindest sollte man darauf achten, daß diese offensichtlich falschen Geschwindigkeiten nur in einem kleinen Teil des Netzes auftreten, so daß der resultierende Fehler in der Druckintegration klein bleibt.

7 Ergebnisse

Für einige Schiffe und Unterwasserkörper wurden mit der beschriebenen Methode c_w-Werte und Wellenbilder berechnet. Die Resultate zeigen befriedigende Übereinstimmung mit Meßergebnissen. Im Vergleich mit anderen Panelmethoden aus Schweden [8], den USA [7], den Niederlanden [9] und England [6] zeigt sich, daß unsere Methode immer relativ hohe Widerstands-Beiwerte liefert. Die genannten Methoden benutzen mit Ausnahme von [6] die Oberflächenbedingung von Dawson (22) statt (19).

Für ein parabolisches Wigley-Schiff nach [7] sowie für ein Series60-Schiff mit c_B=0.6 sind die berechneten c_w-Werte und das Spektrum der zugehörigen Meßergebnisse in den Bildern (1) und (2) angegeben. Unterhalb einer Froude-Zahl von 0.2 lassen sich keine glaubwürdigen Prognosen machen. Bei niedrigen Froude-Zahlen und entsprechend kurzen Wellenlängen würde nämlich die nötige Maschenweite des Oberflächennetzes so eng, daß das resultierende Gleichungssystem nicht mehr von dem installierten Programm verarbeitet werden kann. Z.Z. liegt die Obergrenze bei 1000 Kollokationspunkten.

Mit den am Institut für Schiffbau entwickelten Programmen lassen sich die Rechenergebnisse auch grafisch auftragen. Bild (3) zeigt ein typisches Netz für Körper- und Wasseroberfläche. Die Kollokationspunkte befinden sich auf der Wasseroberfläche an den Kreuzen und auf dem Körper an den Eckpunkten der Dreiecke. Die Bilder (4) bis (8) zeigen Höhenlinien der Wasseroberfläche für das Wigley-Schiff bei verschiedenen Froude-Zahlen, die Bilder (9) bis (11) die entsprechenden Ergebnisse für das Series60-Schiff. Gestrichelte Linien sind Wellenberge, durchgezogene Linien Wellentäler. Man erkennt in beiden Fällen deutlich den Kelvin-Winkel der Wellen hinter dem Schiff.

Die Rechenzeit betrug auf dem IfS-Rechner (VAX 11-780) etwa 1 CPU-Stunde für das Series60-Schiff pro untersuchte Geschwindigkeit.

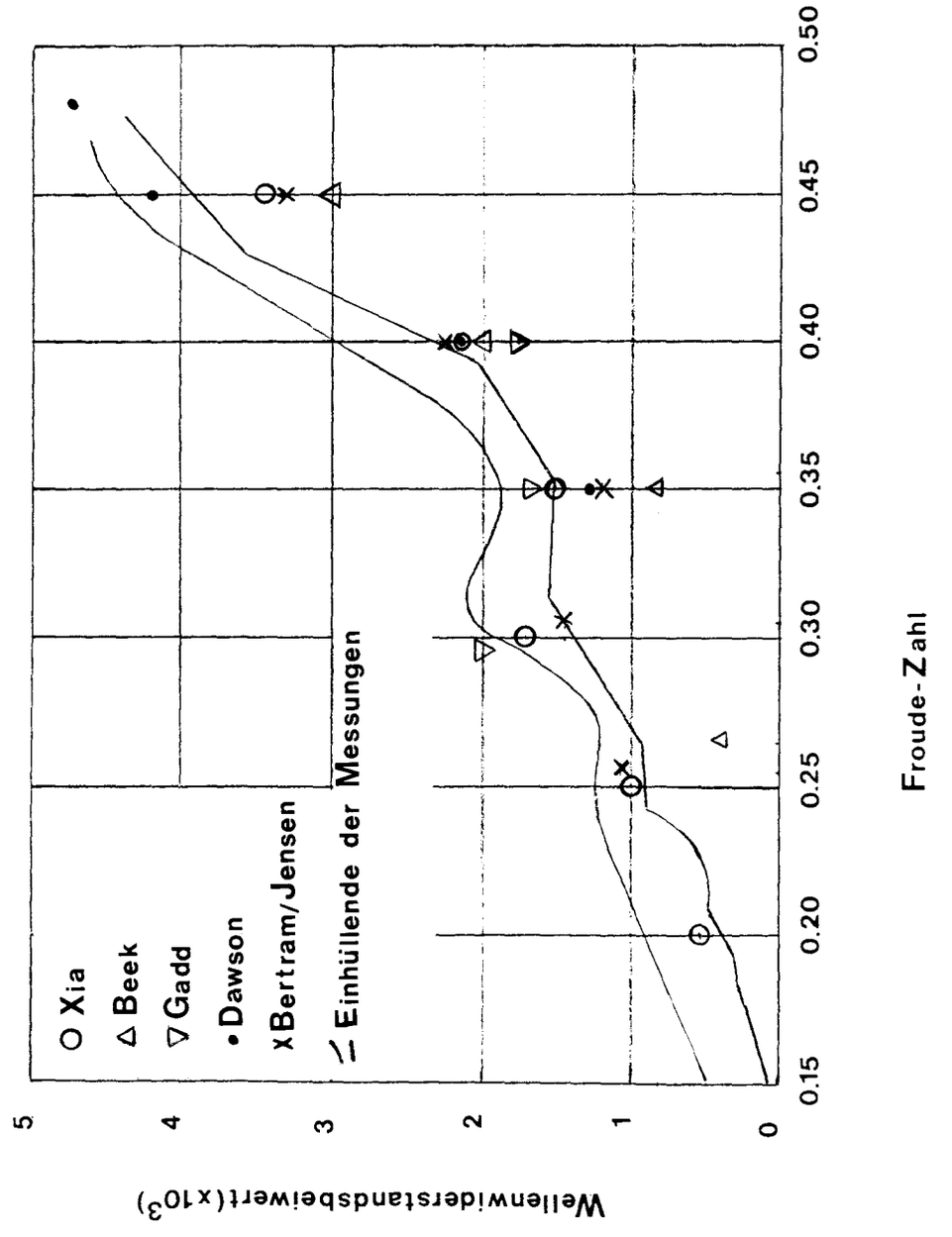


Bild 1: Wellenwiderstandsbeiwerte für Wigley-Schiff

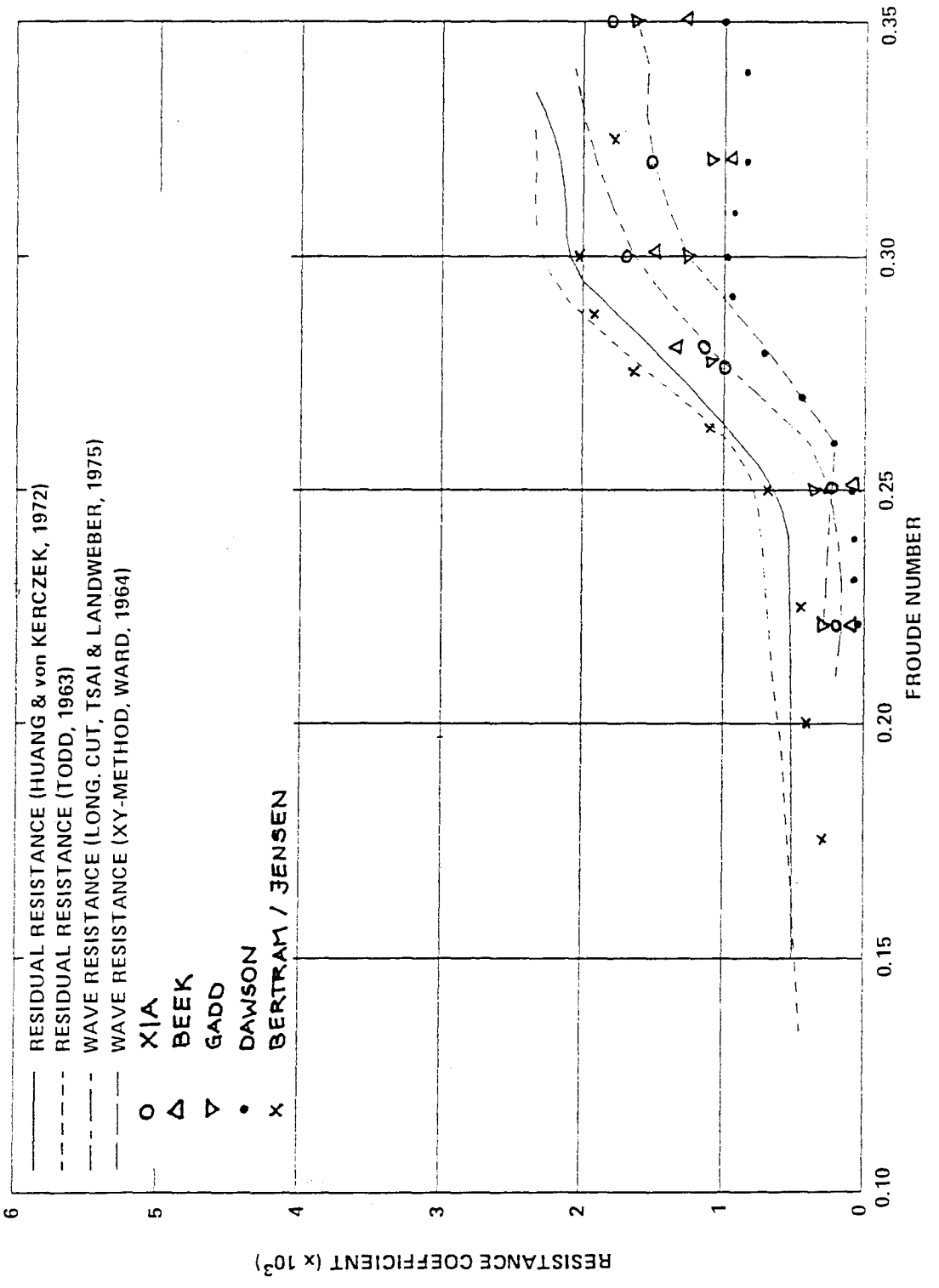


Bild 2: Wellenwiderstandsbeiwerte für Series60-Schiff ($c_B = 0.6$)

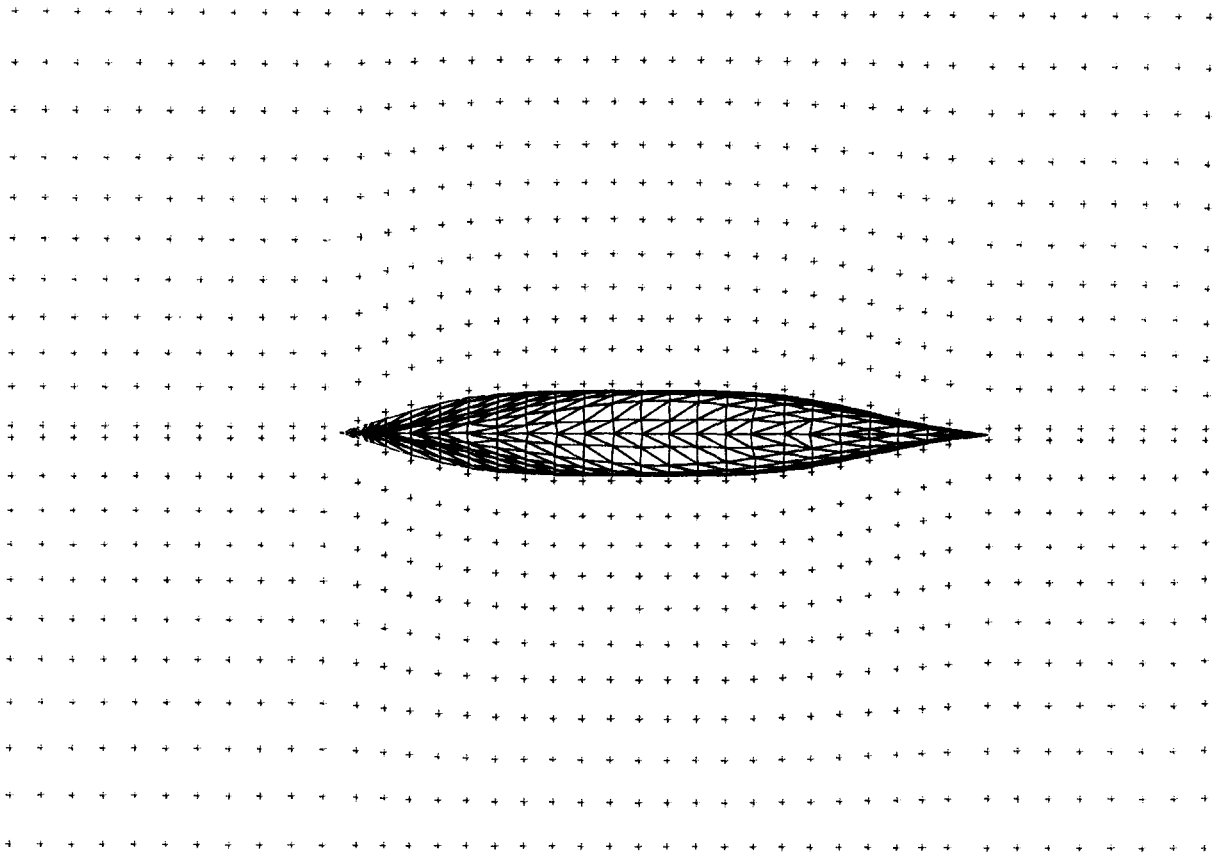


Bild 3: Typisches Netz, Kreuze sind Kollokationspunkte an der Wasseroberfläche, Eckpunkte der Dreiecke sind Kollokationspunkte auf dem Schiff

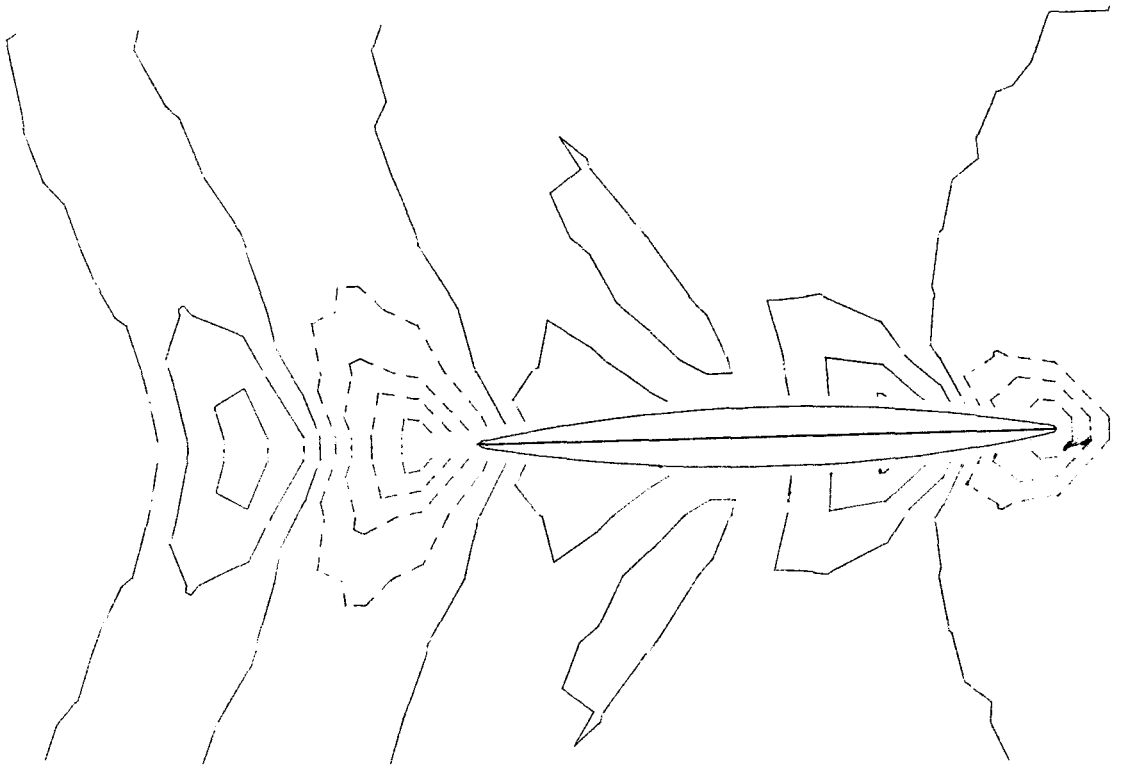


Bild 4: Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff, $F_N = 0.25$

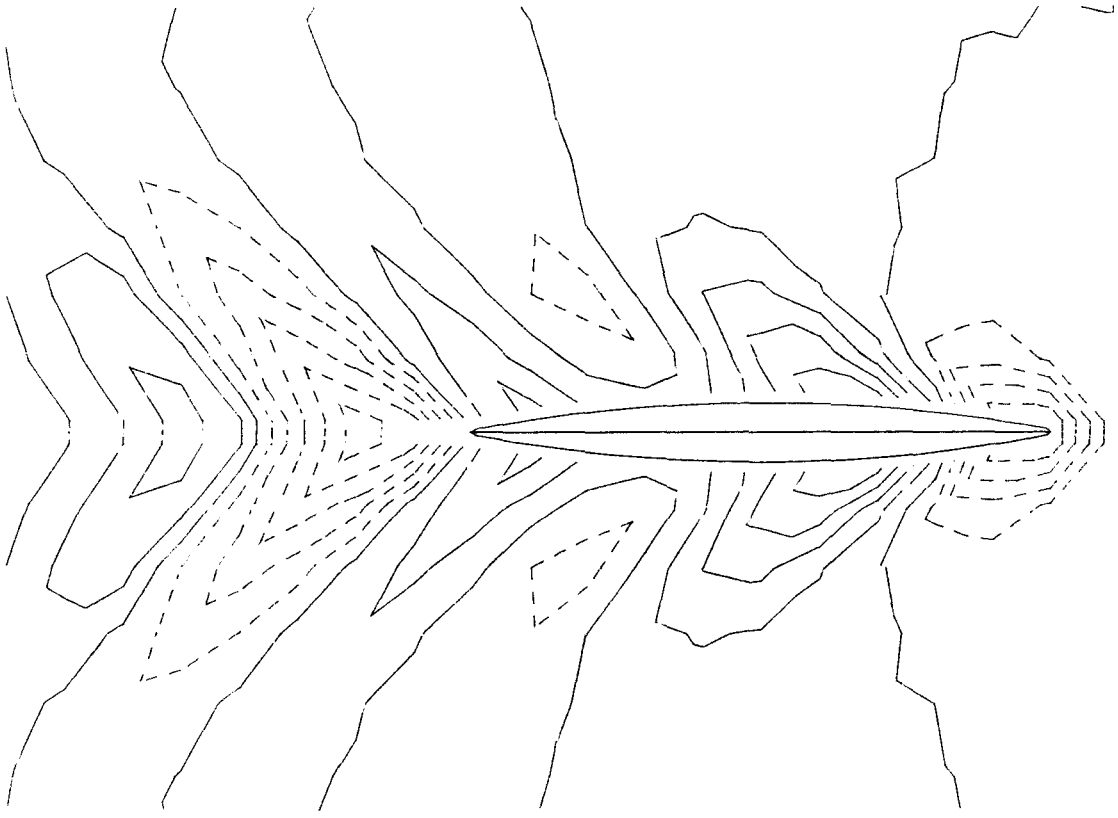


Bild 5: Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff, $F_N = 0.3$

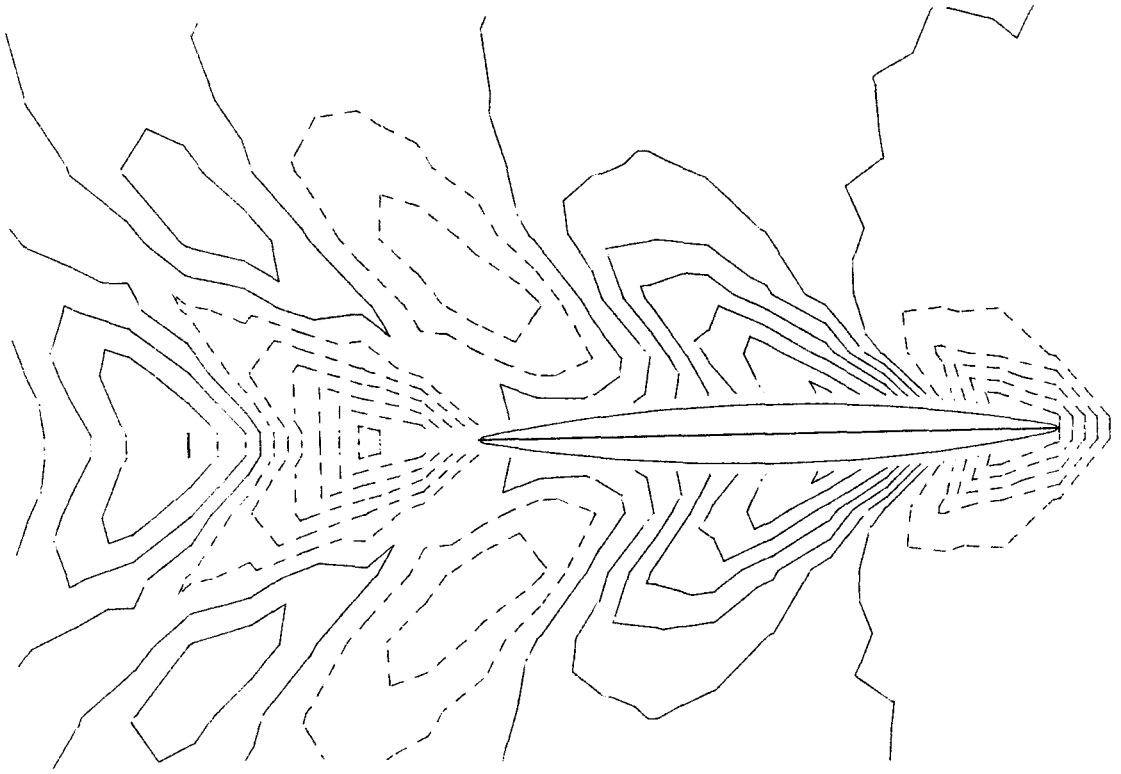


Bild 6: Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff, $F_N = 0.35$

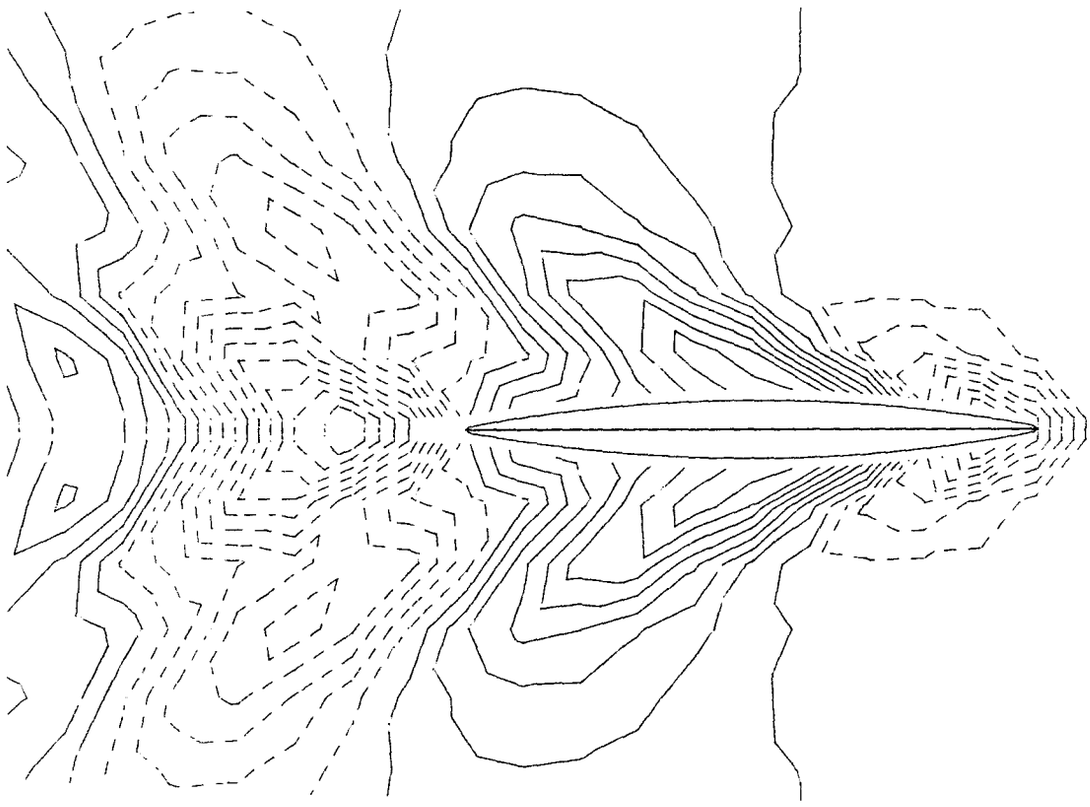


Bild 7: Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff, $F_N = 0.4$

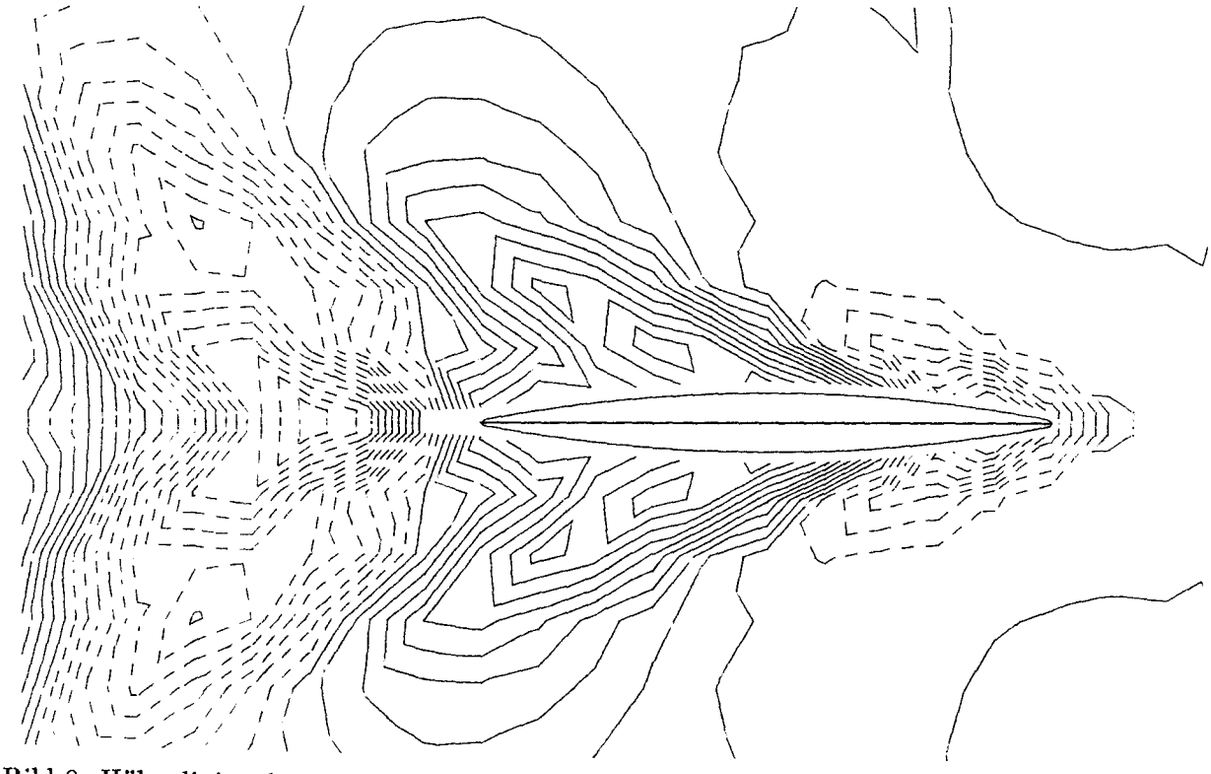


Bild 8: Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Wigley-Schiff, $F_N = 0.45$

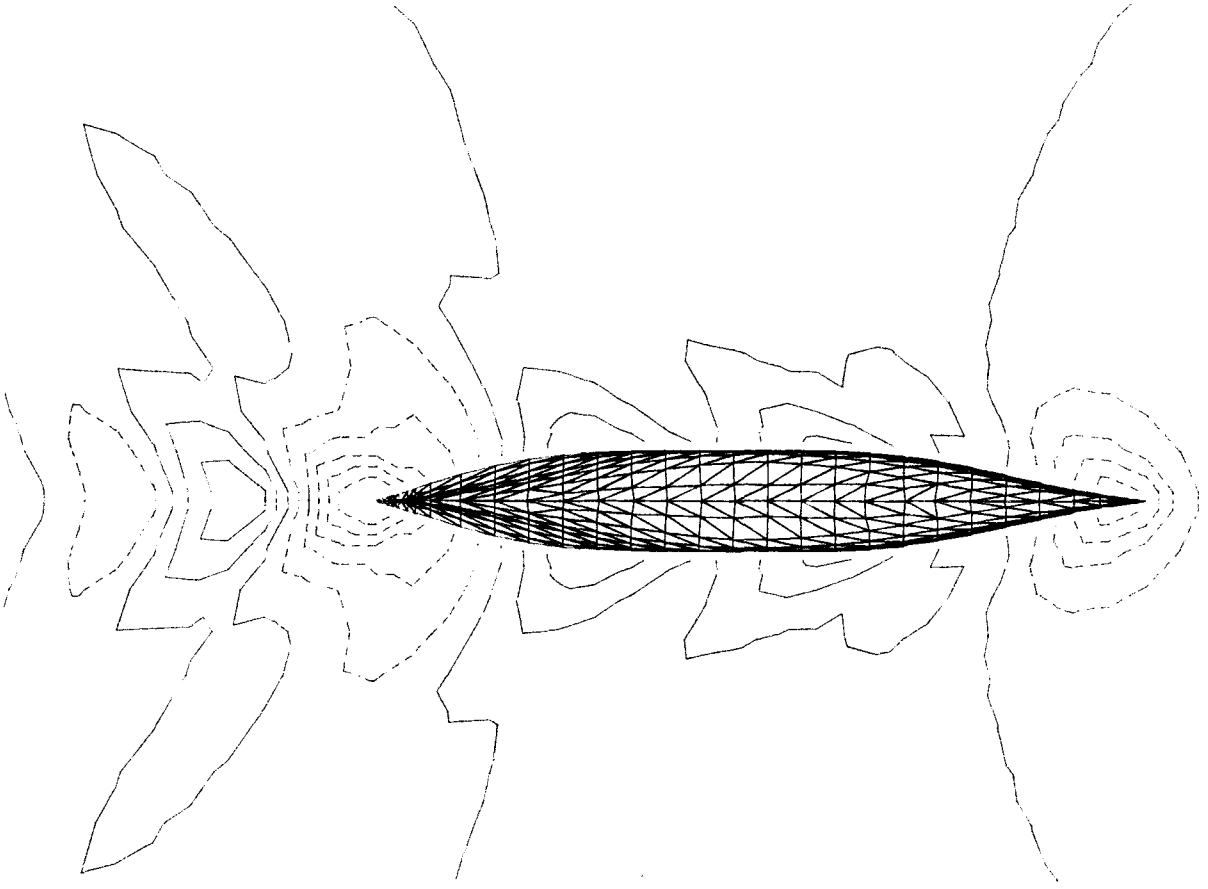


Bild 9: Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Series60-Schiff, $F_N = 0.22$

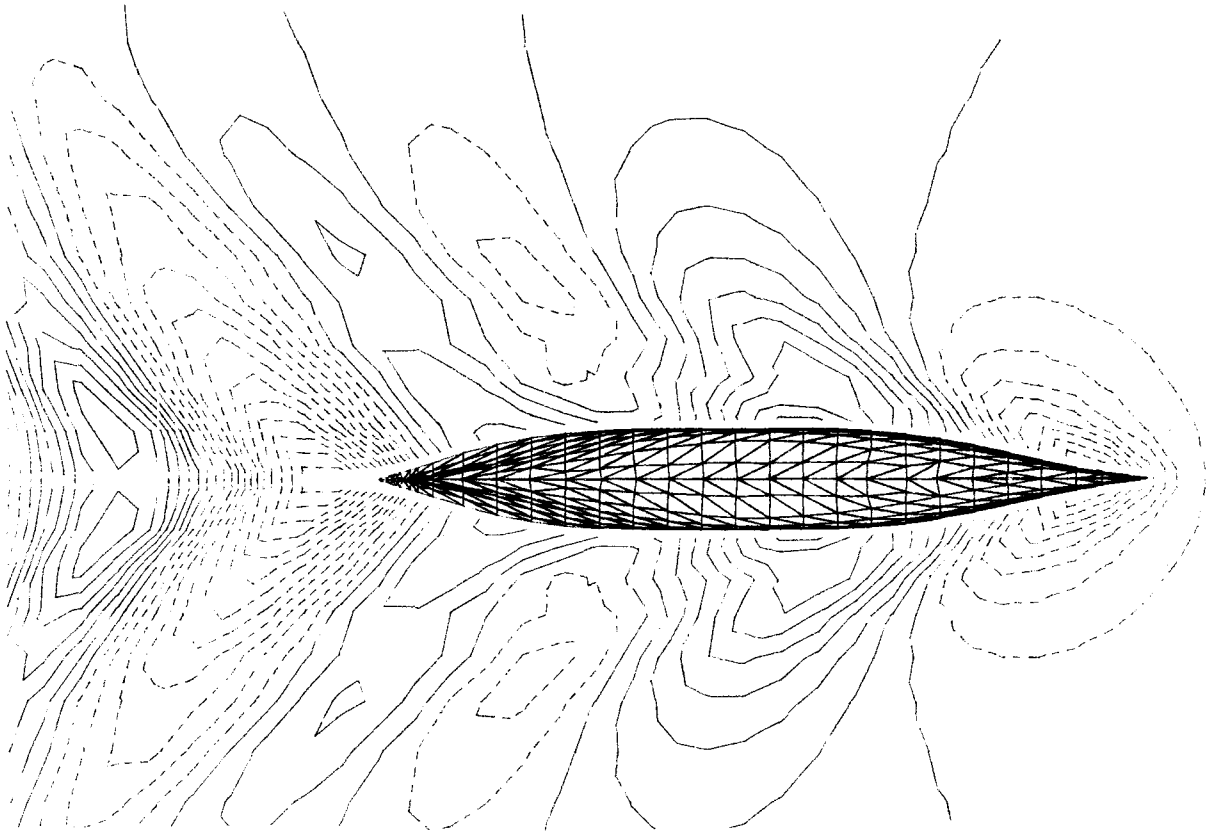


Bild 10: Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Series60-Schiff, $F_N = 0.3$

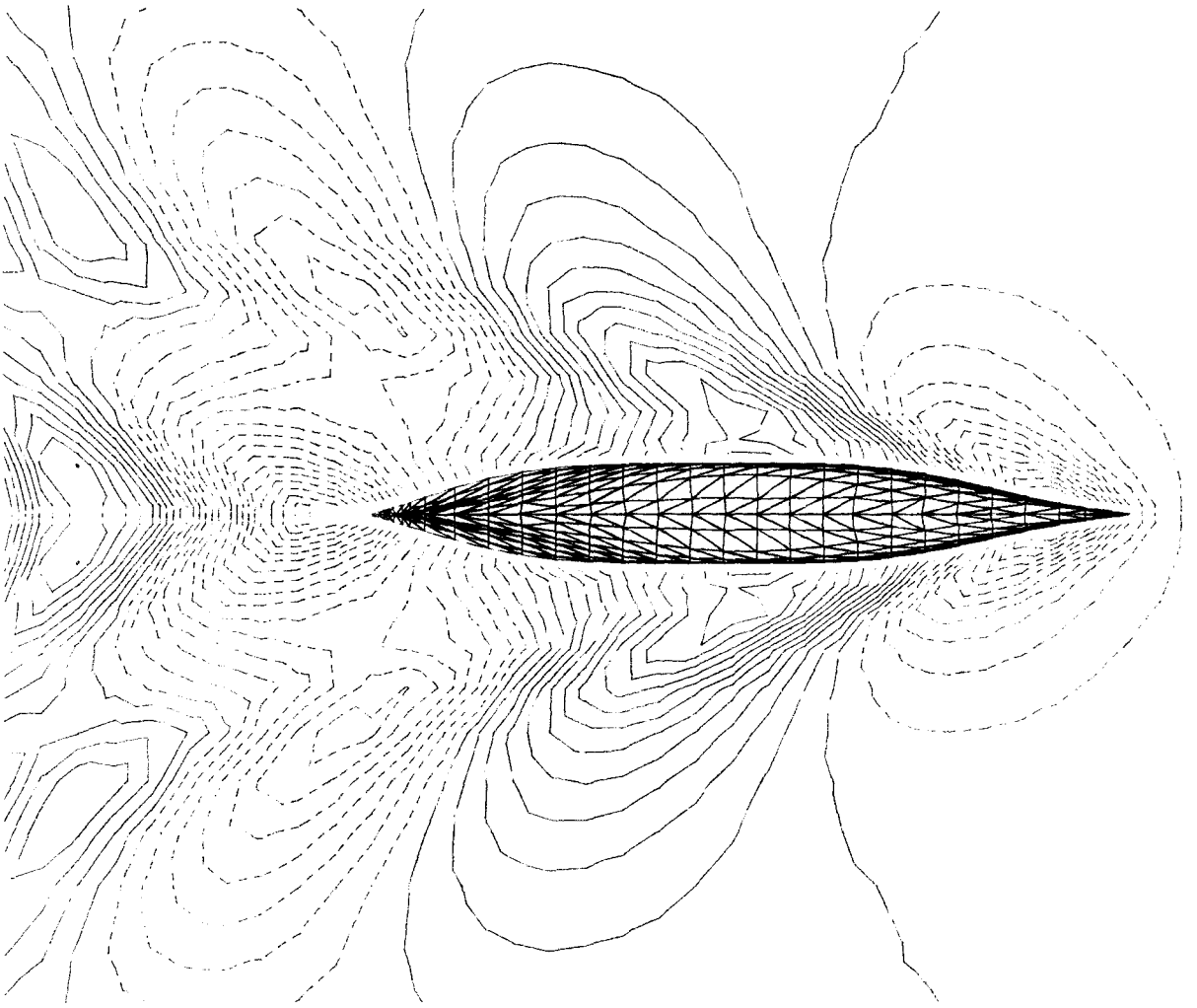


Bild 11: Höhenlinien der verformten Wasseroberfläche für Series60-Schiff, $F_N = 0.35$

Literatur

[1] Mi, Z.-X.
Berechnung des Wellenwiderstands nach einem modifizierten Dawson-Verfahren
Institut für Schiffbau der Universität Hamburg,
Bericht 460 (1985)

[2] Bertram, V. und G. Jensen
Programme zur numerischen Berechnung des Wellenwiderstands
Institut für Schiffbau der Universität Hamburg
Schrift (erscheint Ende 1987)

[3] Dawson, C.W.
A Practical Computer Method for Solving Ship-Wave Problems
Second International Conference on Naval Hydrodynamics, University of California, Berkeley (1977)

[4] Jensen G., Z.-X. Mi und H. Söding
Rankine Source Methods for Numerical Solutions of the Steady Wave Resistance Problem
16th Symposium on Naval Hydrodynamics, Berkeley, (1986)

[5] Webster, W.C.
The Flow about Arbitrary Three-Dimensional Smooth Bodies
Journal of Ship Research Vol. 19, No. 4 (1975)

[6] Gadd, G.E.
A Method of Computing the Flow and Surface Wave Pattern around Full Forms
The Royal Institution of Naval Architects Vol. 118 (1976)

[7] Proceedings of the Workshop on Ship Wave-Resistance Computations, Vol.1
DTNSRDC, Bethesda, Maryland, U.S.A. (1979)

[8] Xia, F.
Numerical Calculations of Ship Flows, with Special Emphasis on the Free Surface Potential Flow
Chalmers University of Technology, Göteborg, Schweden (1986)

[9] van Beek, C.M., W.J. Piers , J.W. Slooff
Boundary Integral Method for the Computation of the Potential Flow about Ship Configurations with Lift and Free Surface Effects
National Aerospace Laboratory, NLR TR 85142 U, Amsterdam, Niederlande (1985)